

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

917/84

13/ii-84

P4-83-741

Р.В.Джолос, А.К.Насиров

МНОГОНУКЛОННЫЕ ПЕРЕДАЧИ В РЕАКЦИЯХ
ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

До последнего времени реакции многонуклонных передач описывались в основном с помощью подходов: диффузионной модели ^{/1/} /этот подход наиболее популярен/ и модели, основанной на коллективном гамильтониане, в котором коллективной переменной является параметр массовой асимметрии ^{/2/}. Оба подхода требуют выделения коллективной переменной, характеризующей массовую асимметрию, из множества других степеней свободы ядра. Диффузионная модель предполагает, что эта коллективная переменная сильно связана с другими степенями свободы ядра, в то время как в основе второй модели лежит предположение о слабости этой связи. Различные предположения ведут к различным уравнениям, описывающим процесс многонуклонных передач. Общим для обоих подходов является то, что микроскопические характеристики ядер входят в окончательные результаты лишь через небольшое число усредненных параметров, таких как коэффициенты дрейфа и диффузии в первой модели и потенциальная энергия и массовый коэффициент - во второй. Экспериментальные же данные ^{/3/} указывают на то, что индивидуальные особенности ядер, их оболочечная структура оказываются существенными для многонуклонных передач. Именно по этой причине в данной работе мы развиваем для описания процесса многонуклонных передач микроскопическую модель.

Попытка рассмотрения процесса многонуклонных передач на основе микроскопического подхода предпринималась в работах, использующих метод Хартри-Фока с зависимостью от времени ^{/4/}. Этот подход предполагает большой объем вычислительной работы, но ряд эффектов с его помощью не удастся объяснить даже качественно. В такой ситуации полезной будет модель, в которой также используется одночастичный подход, но делаются приближения, которые, сохраняя качественные черты явлений, существенно упрощают рассмотрение, благодаря чему облегчается качественный анализ наиболее сложных вопросов. Кроме того, исходя из такой модели, можно будет в дальнейшем включать в рассмотрение остаточные силы, что крайне затруднительно сделать, основываясь на приближении Хартри-Фока. Сформулировать такую модель - цель данной работы.

2. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

Глубоконеупругие столкновения тяжелых ионов характеризуются временами $\sim 10^{-21}$ с. На начальной стадии столкновения, продолжи-

тельность которой $\sim 10^{-22}$ с, кинетическая энергия относительного движения переходит в энергию внутреннего возбуждения и образует двойную ядерную систему, которая живет, не достигая состояния статистического равновесия. Двойная ядерная система - уникальный объект для исследования протекания различных неравновесных процессов в ядерном веществе. Один из таких процессов - обмен нуклонами между составляющими систему ядрами.

В этой работе мы будем исследовать механизм многонуклонных передач и рассмотрим двойную ядерную систему уже после того, как кинетическая энергия относительного движения перешла во временную энергию возбуждения и в системе установилось тепловое равновесие.

Гамильтониан системы является функционалом от тока \vec{j} и плотности ρ нуклонов ^{15/} и может быть записан следующим образом:

$$H = T(\vec{j}(\vec{x})) + \int d^3\vec{x} \epsilon[\hat{\rho}(\vec{x})],$$

где T - кинетическая энергия, а $\epsilon[\hat{\rho}(\vec{x})]$ - плотность энергии нуклонов в ядерной материи.

Оператор плотности $\hat{\rho}(\vec{x})$ следующим образом выражается через полевые операторы нуклонов:

$$\hat{\rho}(\vec{x}) = \hat{\Psi}^+(\vec{x})\hat{\Psi}(\vec{x}), \quad /1/$$

которые, в свою очередь, можно приближенно представить в виде суммы полевых операторов, отвечающих каждому из образующих систему ядер $/P$ - налетающий ион, T - ядро-мишень/:

$$\hat{\Psi}^+(\vec{x}) = \hat{\Psi}_P^+(\vec{x}) + \hat{\Psi}_T^+(\vec{x}). \quad /2/$$

Операторы $\hat{\Psi}_P^+(\vec{x})$, $\hat{\Psi}_T^+(\vec{x})$ можно разложить по одночастичному базису, отвечающему каждому из сталкивающихся ядер:

$$\hat{\Psi}_P^+(\vec{x}) = \sum_{j_P} \psi_{j_P}^*(\vec{x}) a_{j_P}^+, \quad \hat{\Psi}_T^+(\vec{x}) = \sum_{j_T} \psi_{j_T}^*(\vec{x}) a_{j_T}^+$$

где j_P, j_T - квантовые числа одночастичных состояний соответственно в налетающем ионе и в ядре-мишени; $\psi_{j_P}^*(\vec{x})$, $\psi_{j_T}^*(\vec{x})$ - одночастичные функции.

Здесь следует оговориться, что выше мы пренебрегли эффектом неортогональности одночастичных функций, отвечающих разным ядрам ^{16/}. Но количественно этот эффект мал, а наше исследование носит качественный характер. Подставляя /2/ в /1/, получаем

$$\hat{\rho}(\vec{x}) = \hat{\rho}_0(\vec{x}) + \hat{\rho}'(\vec{x}), \quad \hat{\rho}_0(\vec{x}) = \hat{\Psi}_P^+(\vec{x})\hat{\Psi}_P(\vec{x}) + \hat{\Psi}_T^+(\vec{x})\hat{\Psi}_T(\vec{x}),$$

$$\hat{\rho}'(\vec{x}) = \hat{\Psi}_P^+(\vec{x})\hat{\Psi}_T(\vec{x}) + \hat{\Psi}_T^+(\vec{x})\hat{\Psi}_P(\vec{x}).$$

Часть плотности $\hat{\rho}'(\vec{x})$, описывающая переходы нуклонов из ядра

в ядро, мала по сравнению с $\hat{\rho}_0(\vec{x})$, и гамильтониан можно разложить по степеням $\hat{\rho}'(\vec{x})$:

$$H = T(\vec{j}) + \int d^3\vec{x} \epsilon[\hat{\rho}_0(\vec{x})] + \int d^3\vec{x} \frac{\delta \epsilon[\rho_0(\vec{x})]}{\delta \rho_0(\vec{x})} \hat{\rho}'(\vec{x}) + \dots \quad /3/$$

Первые два слагаемых в /3/ описывают двойную ядерную систему приближенно, без учета обмена нуклонами. Эту часть гамильтониана /обозначим ее через H_0 / мы возьмем в виде суммы одночастичных гамильтонианов каждого из сталкивающихся ядер, пренебрегая остаточным взаимодействием нуклонов. Числа заполнения нуклонами одночастичных состояний являются функциями температуры T , соответствующей энергии относительного движения, перешедшей в энергию внутреннего возбуждения. Функция $\delta \epsilon[\rho_0(\vec{x})]/\delta \rho_0(\vec{x})$ - это одночастичный потенциал двойной ядерной системы. В результате сделанных приближений мы получаем следующий гамильтониан:

$$H = H_0 + \sum_{i_T j_P} (g_{i_T j_P} a_{i_T}^+ a_{j_P} + \text{h.c.}), \quad /4/$$

$$H_0 = \sum_{i_T} E_{i_T} a_{i_T}^+ a_{i_T} + \sum_{j_P} E_{j_P} a_{j_P}^+ a_{j_P},$$

E_{i_T}, E_{j_P} - одночастичные энергии,

$$g_{i_T j_P} = \int d^3\vec{x} \psi_{i_T}^*(\vec{x}) \frac{\delta \epsilon[\rho_0(\vec{x})]}{\delta \rho_0(\vec{x})} \psi_{j_P}(\vec{x}).$$

До того момента, как ядра вошли в контакт /пусть это будет $t=0$ /, система описывается гамильтонианом H_0 . Возмущение "включается" в момент $t=0$.

3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Всю информацию о системе, описываемой гамильтонианом /4/, можно получить, исследовав гейзенберговские уравнения движения для фермиевских операторов $a_{j_P}^+(t), a_{i_T}^+(t)$ ($a_{j_P}^+(0) = a_{j_P}^+, a_{i_T}^+(0) = a_{i_T}^+$):

$$-i\hbar \frac{d}{dt} a_{j_P}^+(t) = E_{j_P} a_{j_P}^+(t) + \sum_{i_T} g_{i_T j_P} a_{i_T}^+(t), \quad /5/$$

$$-i\hbar \frac{d}{dt} a_{i_T}^+(t) = E_{i_T} a_{i_T}^+(t) + \sum_{j_P} g_{i_T j_P}^* a_{j_P}^+(t).$$

Считая фазы матричных элементов $g_{i_T j_P}$ случайными величинами и пренебрегая некогерентными эффектами, получаем следующий результат:

$$a_{jP}^+(t) = \exp(+\frac{i}{\hbar} E_{jP} t) (u_{jP}(t) a_{jP}^+ + \sum_{iT} \frac{1}{i\hbar} g_{iTjP} v_{jPiT}(t) a_{iT}^+),$$

$$a_{iT}^+(t) = \exp(+\frac{i}{\hbar} E_{iT} t) (u_{iT}(t) a_{iT}^+ + \sum_{jP} \frac{1}{jP} g_{iTjP}^* v_{iTjP}(t) a_{jP}^+),$$

где функции $u_{jP}(t)$, $u_{iT}(t)$, $v_{jPiT}(t)$, $v_{iTjP}(t)$ удовлетворяют интегральным уравнениям:

$$u_{jP}(t) = 1 + \frac{i}{\hbar} \sum_{iT} \frac{|g_{iTjP}|^2}{E_{iT} - E_{jP}} \int_0^t dt' (\exp(+\frac{i}{\hbar} (E_{iT} - E_{jP})(t-t')) - 1) u_{jP}(t'), \quad /6/$$

$$u_{iT}(t) = 1 - \frac{i}{\hbar} \sum_{jP} \frac{|g_{iTjP}|^2}{E_{iT} - E_{jP}} \int_0^t dt' (\exp(-\frac{i}{\hbar} (E_{iT} - E_{jP})(t-t')) - 1) u_{iT}(t'),$$

$$v_{jPiT}(t) = \int_0^t dt' \exp(+\frac{i}{\hbar} (E_{iT} - E_{jP})t') + \frac{i}{\hbar} \sum_{iT'} \frac{|g_{iT'jP}|^2}{E_{iT'} - E_{jP}} \int_0^t dt' \{ \exp(+\frac{i}{\hbar} (E_{iT'} - E_{jP})(t-t')) - 1 \} v_{jPiT}(t'),$$

$$v_{iTjP}(t) = \int_0^t dt' \exp(-\frac{i}{\hbar} (E_{iT} - E_{jP})t') - \frac{i}{\hbar} \sum_{jP'} \frac{|g_{iTjP'}|^2}{E_{iT} - E_{jP'}} \int_0^t dt' \{ \exp(-\frac{i}{\hbar} (E_{iT} - E_{jP'})(t-t')) - 1 \} v_{iTjP}(t').$$

Основными характеристиками процесса многоуклонных передач являются среднее число переданных нуклонов $\langle \hat{N}_P(t_{int}) \rangle = A_P$ и соответствующая среднеквадратичная флуктуация $\sigma^2(t_{int}) = \langle \hat{N}_P^2(t_{int}) \rangle - \langle \hat{N}_P(t_{int}) \rangle^2$, $\hat{N}_P(t) = \sum_{jP} a_{jP}^+(t) a_{jP}(t)$ - оператор числа нуклонов в легком фрагменте, t_{int} - время взаимодействия. Величины $\langle \hat{N}_P(t) \rangle$ и $\sigma^2(t)$ следующим образом выражаются через функции u_{jP} , u_{iT} , v_{iTjP} , v_{jPiT} :

$$\langle \hat{N}_P(t) \rangle = \sum_{jP} |u_{jP}(t)|^2 \langle 0 | a_{jP}^+ a_{jP} | 0 \rangle + \sum_{jP, iT} \frac{|g_{iTjP}|^2}{\hbar^2} |v_{iTjP}(t)|^2 \langle 0 | a_{iT}^+ a_{iT} | 0 \rangle, \quad /7/$$

$$\sigma^2(t) = \sum_{iTjP} |u_{jP}(t)|^2 \frac{1}{\hbar^2} |g_{iTjP}|^2 |v_{jPiT}(t)|^2 \times \\ \times (\langle 0 | a_{jP}^+ a_{jP} | 0 \rangle (1 - \langle 0 | a_{iT}^+ a_{iT} | 0 \rangle) + \langle 0 | a_{iT}^+ a_{iT} | 0 \rangle (1 - \langle 0 | a_{jP}^+ a_{jP} | 0 \rangle)) + \\ + \sum_{jP} (|u_{jP}(t)|^2 - 1)^2 \langle 0 | a_{jP}^+ a_{jP} | 0 \rangle (1 - \langle 0 | a_{jP}^+ a_{jP} | 0 \rangle) + \\ + \sum_{jP, iT} \frac{1}{\hbar^2} |g_{iTjP}|^2 |g_{iTjP}|^2 |v_{jPiT}(t)|^2 \langle 0 | a_{iT}^+ a_{iT} | 0 \rangle (1 - \langle 0 | a_{iT}^+ a_{iT} | 0 \rangle), \quad /8/$$

где $|0\rangle$ - состояние системы в момент $t=0$.

Число нуклонов, которыми обмениваются ядра в глубоконеупругих столкновениях, достаточно велико, но благодаря большой энергии возбуждения затронутым в процессе многоуклонных передач оказывается достаточно большое число одночастичных состояний. Вследствие этого изменения чисел заполнения конкретных одночастичных состояний можно считать относительно малыми. В этом приближении /оно эквивалентно квазибозонному приближению/ для $\langle \hat{N}_P(t) \rangle$ и $\sigma^2(t)$ получается следующий результат:

$$\langle \hat{N}_P \rangle = A_P - 2 \sum_{iTjP} \frac{|g_{iTjP}|^2}{(E_{iT} - E_{jP})^2} (1 - \cos \frac{t}{\hbar} (E_{iT} - E_{jP})) \times \\ \times (\langle 0 | a_{jP}^+ a_{jP} | 0 \rangle - \langle 0 | a_{iT}^+ a_{iT} | 0 \rangle), \quad /9/$$

$$\sigma^2(t) = 2 \sum_{jP, iT} \frac{|g_{iTjP}|^2}{(E_{iT} - E_{jP})^2} (1 - \cos \frac{t}{\hbar} (E_{iT} - E_{jP})) \times \\ \times (\langle 0 | a_{jP}^+ a_{jP} | 0 \rangle (1 - \langle 0 | a_{iT}^+ a_{iT} | 0 \rangle) + \langle 0 | a_{iT}^+ a_{iT} | 0 \rangle (1 - \langle 0 | a_{jP}^+ a_{jP} | 0 \rangle)).$$

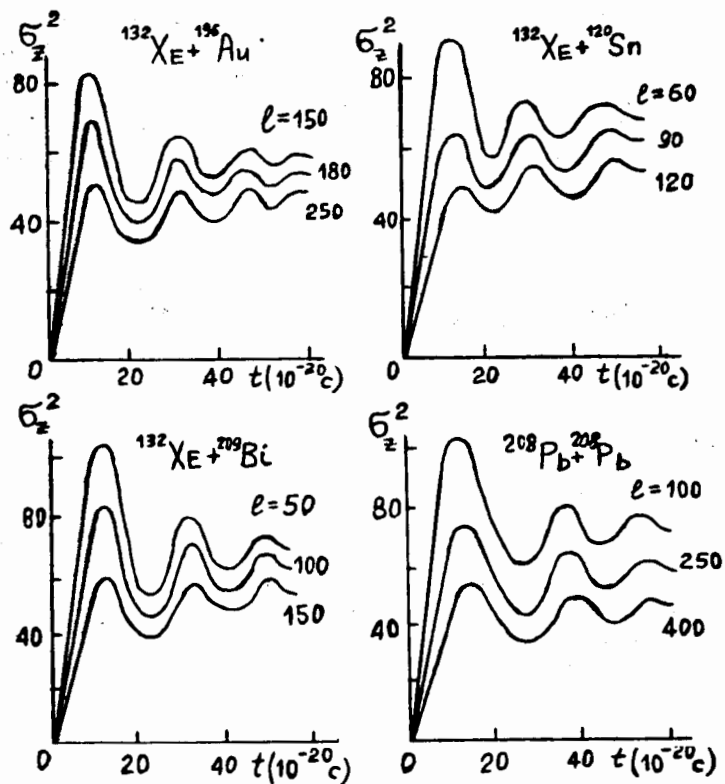
Как уже говорилось выше, мы рассматриваем двойную ядерную систему после того, как кинетическая энергия относительного движения перешла во внутреннюю энергию возбуждения и в системе установилось тепловое равновесие. Поэтому для чисел заполнения $\langle 0 | a_{jP}^+ a_{jP} | 0 \rangle$, $\langle 0 | a_{iT}^+ a_{iT} | 0 \rangle$ можно использовать выражение

$$\langle 0 | a_S^+ a_S | 0 \rangle = (1 + \exp(\frac{E_S - E_f}{T}))^{-1}, \quad S = i_T, j_P,$$

где T - температура системы, E_f - фермиевская энергия соответствующего ядра.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Выше при рассмотрении процесса обмена нуклонами между ядрами мы не учитывали остаточных сил, действующих между нуклонами. При переходе нуклона из занятого состояния одного ядра в свободное состояние другого образуется возбуждение типа частица в одном ядре - дырка в другом. Вероятен и обратный переход нуклона, в результате которого возбуждение исчезает. Учет остаточных сил приведет к тому, что возбуждения типа частица-дырка, появившиеся в ядрах, будут распадаться на более сложные возбуждения типа две частицы-дырка или частица-две дырки и т.д. Это уменьшит вероятность обратного перехода и увеличит асимптотические значения числа переданных нуклонов и ширины массового /зарядового/ распределения. Простейший способ учета остаточных сил - введение ширин возбуждений типа частица-дырка, характеризующих распад на более сложные конфигурации. Приведенные ниже результаты получены с учетом этого эффекта.



Результаты расчета значений σ_z^2 для различных моментов времени / l - начальный относительный угловой момент/.

На рисунке приведены результаты расчета временной зависимости величины $\sigma_z^2(t)$. Видно, что до значений $t \sim 10^{-20} \text{ c} - 10^{-19} \text{ c}$ / величина $\sigma_z^2(t)$ растет приблизительно линейно со временем, то есть так же, как и в диффузионной модели ($\sigma_z^2(t) = 2D_z t$). Характерное время глубоконаупругого столкновения не превышает 10^{-20} c . Поэтому можно сказать, что в отношении временной зависимости величин, характеризующих многонуклонные передачи, наши результаты подтверждают диффузионную модель. С ростом t линейный рост σ_z^2 сменяется осцилляциями, после чего наступает асимптотическое поведение. Как видно из рисунка, асимптотическое значение σ_z^2 убывает с увеличением прицельного параметра. Объясняется это тем, что с ростом значения прицельного параметра увеличивается доля вращательной энергии в полной кинетической энергии относительного движения. Это ведет к уменьшению температуры двойной ядерной системы. С уменьшением температуры умень-

Таблица

Теоретические и экспериментальные значения σ_z^2 , $\langle \Delta N \rangle$ и коэффициента диффузии D_z

Реакция Елаб., МэВ/нукл.	$^{132}\text{Xe} + ^{196}\text{Au}$	$^{132}\text{Xe} + ^{120}\text{Sn}$	$^{132}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$	$^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$
σ_z^2 Расчет	6,53	7,89	9,60	14,76
Эксп.	18,0	20,4	32,2	30,4
$\langle \Delta N \rangle$ Расчет	2,06	1,35	3,30	0,00
Эксп.	2,0	0,0	2,2	-
D_z Расчет	0,11	0,12	0,18	0,18
Эксп.	-	-	0,65	-

шается "размытие" поверхности Ферми, и вследствие этого затрудняется обмен нуклонами.

Наклон линейного участка на графике зависимости σ_z^2 от t определяет эффективный коэффициент диффузии. Наши расчеты дают для D_z значение, которое в 3-4 раза меньше экспериментального ^{17/}. В таблице приведены рассчитанные нами значения для ряда реакций, значения сдвигов положений максимумов зарядовых распределений $\langle \Delta N \rangle$ и экспериментальные данные ^{10,2/}, времена протекания реакций не рассчитывались нами, а были взяты из других данных ^{17/}. Результаты расчета показывают, что наш подход приводит к результатам для $\langle \Delta N \rangle$, согласующимся с экспериментальными данными. В то же время для σ_z^2 мы получаем значения, которые в несколько раз меньше экспериментальных, что согласуется с результатами расчетов, выполненных в рамках приближения Хартри-Фока с зависимостью от времени ^{10/}. Это естественно, поскольку наш подход также основывается на одночастичной модели.

Результаты расчета среднего числа переданных нуклонов оказались чувствительными к значениям химического потенциала. Выяснилось, что близость или удаленность от поверхности Ферми одночастичных состояний с большим j может существенным образом сказаться на результатах расчета. Поэтому анализ данных по реакциям многонуклонных передач потребует спектроскопической информации, получаемой при исследовании структуры ядра.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наше рассмотрение показало, что предложенная модель позволяет качественно правильно описывать временную зависимость положения максимума и ширины зарядового распределения продук-

тов реакции глубоконеупругих передач. Количественное описание среднего числа переданных нуклонов находится в соответствии с экспериментальными данными, но значения σ_x^2 получаются в несколько раз меньшими, чем экспериментальные.

Вероятно, этот недостаток можно будет устранить, включив в рассмотрение остаточное взаимодействие нуклонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nörenberg W. Phys.Lett., 1974, B52, p.289.
2. Fink H.J. et al. In: Proc. of the Int. School on Nuclear Physics. Predeal, 1974, p.75.
3. Volkov V.V. In: Conf.Proc., Winnipeg, 1978, p.352.
4. Negele J.W. Rev.Mod.Phys., 1982, 54, p.913.
5. Джолос Р.В., Картавенко В.Г., Пермяков В.П. ЯФ, 1981, т.34, с.1444.
6. Dietrich K., Hara K. Nucl.Phys., 1973, A211, p.349.
7. Schröder W.U., Birkelund J.R., Huizenga J.R. Phys.Rep., 1978, 45, No.5, p.301.
8. Sann H. et al. GSI-Bericht, P-5-77, Darmstadt, 1977.
9. Tanabe T., Bock R., Dakowski M. Nucl.Phys., 1980, A342, p.194.
10. Dasso C.H., Dössing T. Z.Phys., 1979, A289, p.395.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 октября 1983 года.

Джолос Р.В., Насиров А.К.

P4-83-741

Многонуکلонные передачи в реакциях
глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов

В рамках микроскопического подхода исследуется механизм реакций многонуکلонных передач. Изучается временная зависимость ширины и положений максимумов зарядовых распределений продуктов реакций. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Jolos R.V., Nasirov A.K.

P4-83-741

Multinucleon Transfer in the Reactions of the Heavy-Ion
Deep Inelastic Collisions

The mechanism of the multinucleon transfer is investigated in the framework of the microscopic approach. The time-dependence of the width and shift of the final product charge distribution is studied. The calculated results are compared with the experimental.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой